

Температурные особенности релаксации фотопроводимости в пленках $\text{PbSnTe}:\text{In}$ при межзонном возбуждении

© А.Н. Акимов, А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, В.Н. Шумский, В.С. Эпов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

e-mail: klimov@isp.nsc.ru

(Получена 17 сентября 2015 г. Принята к печати 21 сентября 2015 г.)

Исследованы временные зависимости изменения фотопроводимости в пленках $\text{PbSnTe}:\text{In}$ в интервале $T \approx 19\text{--}25\text{ K}$ при межзонном возбуждении. Обнаружено, что характер релаксации проводимости после выключения освещения зависит от длительности и интенсивности предшествующего освещения. При этом характерные времена релаксации для разных способов освещения могут отличаться более чем на порядок. Полученные результаты обсуждаются в рамках модели, предполагающей наличие в запрещенной зоне $\text{PbSnTe}:\text{In}$ квазинепрерывного спектра уровней захвата, а также возможное влияние на параметры таких уровней сегнетоэлектрического фазового перехода, температура которого лежит в исследуемом температурном диапазоне.

1. Введение

В легированном индием твердом растворе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}$ с содержанием олова $x = 0.24\text{--}0.26$ были обнаружены необычные свойства [1,2], главными из которых являются:

- низкая проводимость без освещения при температуре $T \leq 20\text{ K}$;
- фоточувствительность к крайне слабому излучению, в том числе к излучению от тел, нагретых до температур, лишь ненамного превышающих температуру образцов;
- долговременная релаксация фотосигнала и остаточная проводимость после выключения освещения;
- неэкспоненциальная релаксация фототока.

Для объяснения большой фоточувствительности и долговременной релаксации фотопроводимости (ФП) до недавнего времени наиболее часто привлекалось предположение о ян-теллеровской (ЯТ) неустойчивости кристаллического окружения точечных дефектов (центров захвата), приводящее при захвате электрона на центр к понижению энергетического уровня с захваченным электроном [3]. Время перехода электрона из зоны проводимости на ЯТ-центр и обратно носит термоактивационный характер с энергией барьера около 0.01 эВ , что при $T = 4.2\text{ K}$ ведет к увеличению времени релаксации до 10^{12} раз по сравнению с ситуацией, когда барьер отсутствует.

Рассматривается также возможность существования глубоких центров с отрицательной корреляционной энергией (акцепторный уровень располагается выше донорного), на которых могут находиться либо ни одного, либо два электрона [4]. Кроме них, как указано в работе [5], могут существовать и мелкие уровни, отщепленные от дна зоны проводимости кулоновским потенциалом. Это предположение, как отмечено в работе [6], удовлетворительно объясняет ряд фотоэффектов, наблюдаемых в $\text{PbSnTe}:\text{In}$. В экспериментах фоточув-

ствительность регистрировалась в субмиллиметровой области длин волн вблизи 115 и 220 мкм [7,8], а также в области длин волн $100\text{--}200$, 336 и 496 мкм [9–11], что может быть связано с наличием не одного, а большого числа таких уровней. В работе [12] отмечается, что красная граница фотоэффекта $\text{PbSnTe}:\text{In}$ практически отсутствует, а наблюдаемую фоточувствительность в терагерцовой области спектра авторы связывают с некими специфическими локальными состояниями, расположенными вблизи квазиуровня Ферми, которые могут смещаться вместе с ним [13].

Твердый раствор PbSnTe проявляет выраженные свойства топологического изолятора в широком диапазоне составов (см., например, работы [14–17]). Данные о связи фоточувствительности PbSnTe в терагерцовой области длин волн с его особенностями, как топологического изолятора, в известной нам литературе отсутствуют. Однако в работе [18] сообщается об обнаружении с использованием терагерцового излучения высокопроводящих электронных топологических состояний в другом халькогениде свинца — твердом растворе PbSnSe , близком по целому ряду свойств к PbSnTe .

Таким образом, можно говорить о том, что природа и свойства локализованных состояний в PbSnTe , оказывающих влияние на фотоэффекты в дальнем ИК и субмиллиметровом диапазонах длин волн, по-прежнему остаются не вполне понятными.

Несмотря на переход при гелиевых температурах в высокоомное состояние (так называемый переход „металл–диэлектрик“), в известной нам литературе обычно рассматривается омическая проводимость $\text{PbSnTe}:\text{In}$. Однако при низкой концентрации носителей заряда в разрешенных зонах ток, по крайней мере в достаточно сильных электрических полях, является инжекционным, и транспорт носителей заряда должен описываться теорией токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [19]. Если же, в дополнение к этому, в $\text{PbSnTe}:\text{In}$ имеются центры захвата носи-

телей заряда, то их заполнение должно сказываться как на вольт-амперных характеристиках (ВАХ), так и на релаксации ФП. Из анализа ВАХ было рассчитано энергетическое распределение уровней локализованных состояний в $\text{PbSnTe}:\text{In}$ при $T = 4.2$ К, оказавшееся квазинепрерывным [20,21]. Однако влияние таких состояний на релаксацию фототока при более высоких температурах, когда ток оказывается омическим, не изучалось. Целью данной работы и являются такие исследования.

2. Образцы и эксперимент

Исследования проводились на эпитаксиальных пленках $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$: In толщиной около 1 мкм, которые были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (111) BaF_2 . Содержание олова в исследованных образцах контролировалось методом рентгеновского микроанализа и в образце, для которого далее приведены результаты, составляло $x \approx 0.29$. Типичные значения подвижности дырок вблизи $T = 20$ К, где ее значения обычно максимальны, составляли около $10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Измерения температурных зависимостей „холловской“ концентрации и подвижности носителей заряда были выполнены на стандартных структурах, а измерения ФП в диапазоне температур $T \approx 20-30$ К проводились на структурах квадратной формы размером примерно 0.1×0.1 см с паянными индиевыми контактами. Освещение осуществлялось светодиодом видимого спектрального диапазона, расположенным непосредственно вблизи образца в металлической камере, экранировавшей образец от внешнего излучения и располагаемой в жидком гелии или в его парах. Для предотвращения „скачков“ температуры при включении и выключении освещения в камере располагался также дополнительный светодиод, идентичный использованному для освещения образца, излучение от которого на образец не попадало. При этом включение/выключение освещения образца осуществлялось путем переключения источника питания с одного светодиода на другой, при котором полная рассеиваемая на светодиодах мощность оставалась неизменной. В камере был размещен также дополнительный неосвещаемый образец $\text{PbSnTe}:\text{In}$, изготовленный из той же пленки. Он использовался для контроля и стабилизации температуры освещаемого образца с высокой точностью. Так, при измерениях вблизи $T \approx 21.5$ К сопротивление неосвещаемого образца поддерживалось на уровне 85 ± 0.15 кОм в течение времени измерения около 200 с. Такое отклонение сопротивления соответствовало колебаниям температуры за это же время не более ± 0.007 К, т.е. температура образца контролировалась с точностью около 0.01 К. Временные зависимости проводимости дополнительного образца использовались также при анализе временных зависимостей проводимости освещаемого образца для учета поправок к его „темновой“ проводимости, обусловленных указанными незначительными (в пределах

0.01 К) колебаниями температуры, которым соответствовали синхронные колебания проводимости обоих образцов. Все вместе это позволило определять в эксперименте относительную величину изменения проводимости за счет освещения по отношению к ее темновому значению с точностью около 0.001, а относительное изменение температуры от одной серии измерений к другой с точностью около 0.01 К.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 приведены зависимости от обратной температуры экспериментальной „холловской“ концентрации дырок $p = 1/qR_H$ (R_H — коэффициент Холла, q — заряд электрона), расчетной концентрации дырок и собственной концентрации носителей заряда образца $\text{PbSnTe}:\text{In}$. Расчетные зависимости были получены из модели, предполагающей существование мелких акцепторов и двух подзон, располагающихся в запрещенной зоне. При этом акцепторная подзона расположена выше донорной, как это описано в работе [4]. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее соответствие расчета и эксперимента, включая изменение наклона температурной зависимости концентрации дырок в области $1000/T \approx 20-30 \text{ К}^{-1}$ и $1000/T \approx 45-55 \text{ К}^{-1}$.

Измерение релаксационного спада ФП проводилось в области $T \approx 20-30$ К, в котором выбирались фиксированные значения „темнового“ сопротивления образца в диапазоне примерно 20–150 кОм. Освещение осуществлялось в двух режимах — длительном со сравнительно слабой интенсивностью („медленный“ режим) и кратковременном с большой интенсивностью („быстрый“ режим). Режимы выбирались так, чтобы на момент выключения освещения в обоих случаях величины ФП были сравнимыми. Во всем температурном интервале

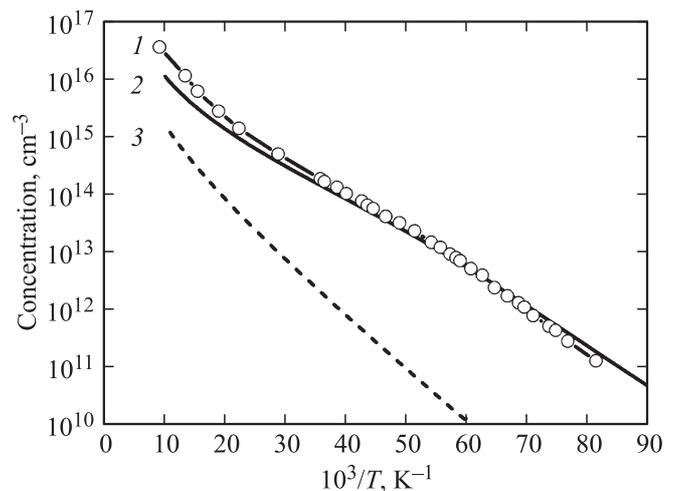


Рис. 1. Зависимости экспериментальной „холловской“ концентрации дырок $p = 1/qR_H$ (1), расчетных концентрации дырок (2) и собственной концентрации носителей заряда (3) от обратной температуры без освещения.

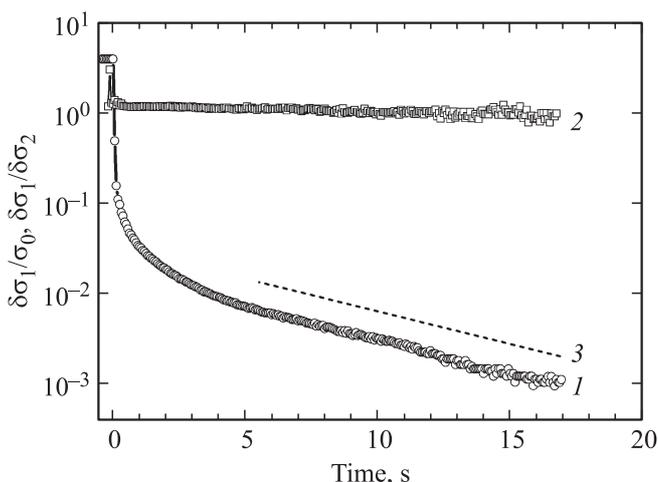


Рис. 2. Временная зависимость относительного изменения проводимости $\delta\sigma_1/\sigma_0$ после выключения освещения в полулогарифмическом масштабе при $T = 23.23$ К для „медленного“ режима (1) и временная зависимость отношения $\delta\sigma_1/\delta\sigma_2$, где $\delta\sigma_2$ — изменение проводимости для „быстрого“ режима (2). Пунктирный отрезок прямой соответствует зависимости вида $y = A \exp(-t/\tau)$ с постоянной времени $\tau = 5.9$ с.

освещение вело к увеличению концентрации дырок („дырочная“ ФП). На рис. 2 в качестве примера приведена временная зависимость относительного изменения проводимости образца $\delta\sigma_1/\sigma_0$ (освещение выключено в момент $t = 0$) для „медленного“ режима при температуре $T = 23.23$ К в полулогарифмическом масштабе (кривая 1). Из рисунка видно, что за участком относительно быстрого не экспоненциального уменьшения ФП следует участок, на котором проводимость уменьшается экспоненциально примерно на порядок величины. Там же показан пунктирный отрезок прямой, соответствующий экспоненциальной временной зависимости с постоянной времени τ . Для „быстрого“ режима временная зависимость относительного изменения проводимости при этой температуре $\delta\sigma_2/\sigma_0$ практически совпадает с временной зависимостью $\delta\sigma_1/\sigma_0$. Это видно из временной зависимости отношения $\delta\sigma_1/\delta\sigma_2$ (кривая 2), приведенной на этом же рисунке.

На рис. 3 приведены временные зависимости $\delta\sigma_1/\sigma_0$ и $\delta\sigma_2/\sigma_0$ для того же образца, измеренные при $T = 19.84$ К. При этой температуре в „быстром“ режиме характер изменения проводимости (кривые 2) близок к наблюдавшемуся при $T = 23.23$ К. В то же время для „медленного“ режима наблюдается очень сильное изменение: спад ФП до уровня 0.1 происходит не за доли секунды, а примерно за десять секунд, а экспоненциальный участок зависимости в области примерно $t = 100-500$ соответствует $\tau \approx 200$ с.

Аналогичные измерения и их анализ были выполнены в области температур $T \approx 20-30$ К. Температурные зависимости τ в интервале $T \approx 19.8-24.5$ К для обоих режимов освещения приведены на рис. 4. Там же по-

казаны результаты дополнительной серии измерений в „медленном“ режиме, выполненной с меньшим шагом по температуре в области, где была обнаружена выраженная особенность в виде „излома“ или ступеньки. Относительное изменение τ на величину около 20%, многократно превышающую точность определения значений τ , происходит в узком температурном интервале $\Delta T = 0.1-0.3$ К вблизи $T \approx 22$ К. Как видно из рис. 4, ниже температуры $T \approx 21$ К „медленная“ τ продолжает увеличиваться, а „быстрая“ — начинает уменьшаться. При этом уже при $T \approx 20$ К отношение между ними

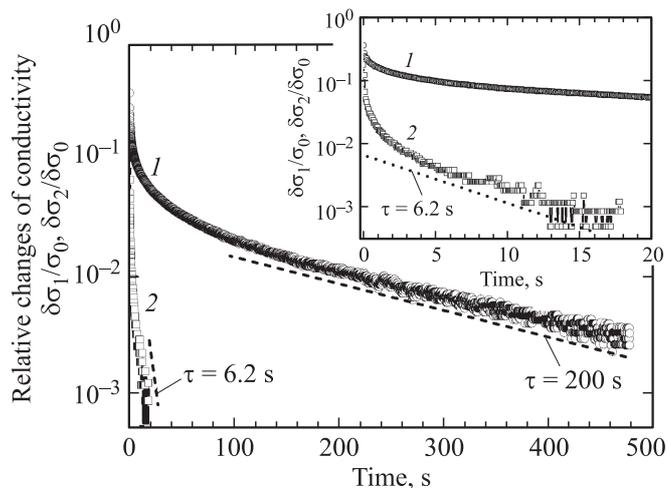


Рис. 3. Временные зависимости относительного изменения проводимости после выключения освещения $\delta\sigma_1/\sigma_0$ и $\delta\sigma_2/\sigma_0$ при $T = 19.84$ К: 1 — „медленный“ режим освещения; 2 — „быстрый“ режим. На вставке показаны те же зависимости в другом временном интервале. Отрезки пунктирных прямых соответствуют экспоненциальным зависимостям вида $y = A \exp(-t/\tau)$. Значения постоянных времени τ приведены на рисунке.

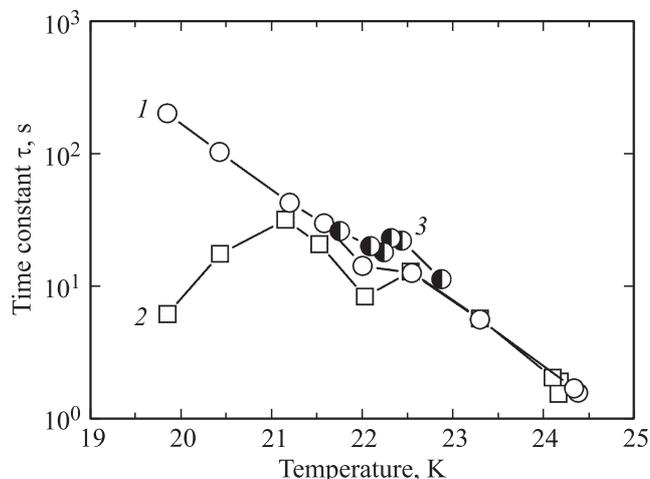


Рис. 4. Температурные зависимости времени релаксации фотопроводимости τ на экспоненциальных участках: 1 — „медленный“ режим; 2 — „быстрый“ режим освещения; 3 — дополнительная серия для „медленного“ режима.

становится более 30. Измерения ФП при температурах выше $T \approx 25$ К требовали слишком больших уровней освещенности в использованной методике, которые вели к эффектам разогрева пленки вместе с подложкой, не позволившим отслеживать динамику собственно ФП.

4. Обсуждение результатов

При анализе эксперимента мы исходили из того, что ток при освещении является дырочным, а также из ранее установленного факта [21], что в запрещенной зоне PbSnTe:In имеется квазинепрерывный спектр уровней захвата электронов (ловушек), который влияет на характер релаксации проводимости после выключения освещения. В нелегированном PbSnTe, в котором концентрации свободных равновесных носителей заряда достаточно высоки при любых температурах, время жизни неравновесных электронов и дырок определяется межзонной оже-рекомбинацией [22], а для PbSnTe:In при гелиевых температурах, когда он находится в низкопроводящем состоянии, — излучательной рекомбинацией [23].

Очевидно, что при использовании „медленного“ и „быстрого“ режимов освещения при одинаковом токе в момент выключения освещения может быть реализовано разное распределение неравновесных носителей заряда по уровням. Это может вести к разным релаксационным зависимостям проводимости. Расчеты таких зависимостей были сделаны нами в рамках определенных предположений для упрощенной двухуровневой модели. Заполнение уровней в запрещенной зоне при включении освещения и спад концентрации электронов и дырок на уровнях и в разрешенных зонах после выключения освещения рассчитывались численным методом путем решения системы уравнений непрерывности для двух уровней захвата или при их отсутствии в предположении однородности образца. Процедура расчета выглядела следующим образом. Сначала задавались параметры рекомбинации и захвата носителей заряда, концентрации и энергетическое положение уровней, а также уровень оптической генерации g_{01} , и рассчитывались зависимости концентрации электронов в зоне проводимости и на уровнях захвата и дырок в валентной зоне от времени. При этом g_{01} выбиралось таким, чтобы в стационарном режиме концентрации свободных электронов и дырок определяли ток, близкий к экспериментально измеренному. Затем при тех же параметрах, но при $g_{02} > g_{01}$, также рассчитывались временные зависимости всех концентраций и выбиралось значение времени, при котором значение концентрации свободных носителей заряда определяло ток, равный току в стационарном состоянии при уровне оптической генерации g_{01} . Далее рассчитывался спад фототока для двух случаев: когда момент выключения освещения соответствовал стационарному случаю при g_{01} („медленный“ режим) и когда момент выключения освещения соответствовал тому же

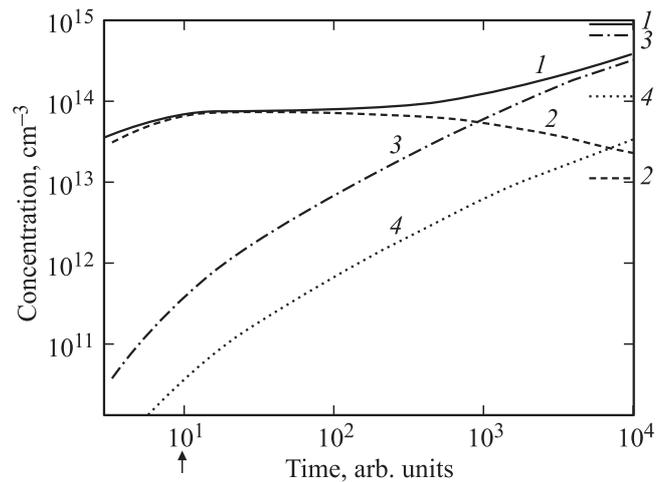


Рис. 5. Расчетные временные зависимости концентрации дырок в валентной зоне (1), электронов в зоне проводимости (2), электронов, захваченных на первый уровень с концентрацией $M_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (3) и электронов, захваченных на второй уровень с концентрацией $M_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (3), и электронов, захваченных на второй уровень с концентрацией $M_2 = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ (4). Освещение включено при $t = 0$. Горизонтальными отрезками прямых справа с соответствующими цифрами возле них показаны значения стационарных концентраций электронов и дырок, достигаемых при $t > 10^4$ произв.ед. Стрелкой внизу показан момент выключения освещения в „быстром режиме“ освещения при $t = 10$ произв.ед.

току при уровне оптической генерации g_{02} („быстрый“ режим).

Использованные в расчетах коэффициенты межзонной рекомбинации и захвата на уровни, энергетическое положение уровней и концентрация ловушек, а также значения темпа оптической генерации в двух режимах освещения априори неизвестны. Их нахождение в рамках рассматриваемой сильно упрощенной двухуровневой модели на основе численного сравнения результатов расчета с экспериментом если и возможно, то однозначность такого решения не очевидна. Вместе с тем проделанные расчеты позволяют определить тенденции изменения релаксационных зависимостей при изменении некоторых параметров модели, входящих в уравнения непрерывности, и сделать предположения о причинах наблюдаемых особенностей экспериментальных релаксационных зависимостей.

В качестве примера расчета на рис. 5 приведены временные зависимости концентрации неравновесных электронов и дырок в разрешенных зонах и концентрации электронов на 2 уровнях. Освещение включено в момент времени $t = 0$. Время указано в произвольных единицах. Значения концентрации центров захвата M_1 и M_2 приведены в подписи к рисунку. При расчетах использовались следующие параметры. Содержание олова $x = 0.29$, которое при $T = 23.23$ К соответствует ширине запрещенной зоны $E_g = 0.036$ эВ и концентрации равновесных дырок $p = 2.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [24]. При

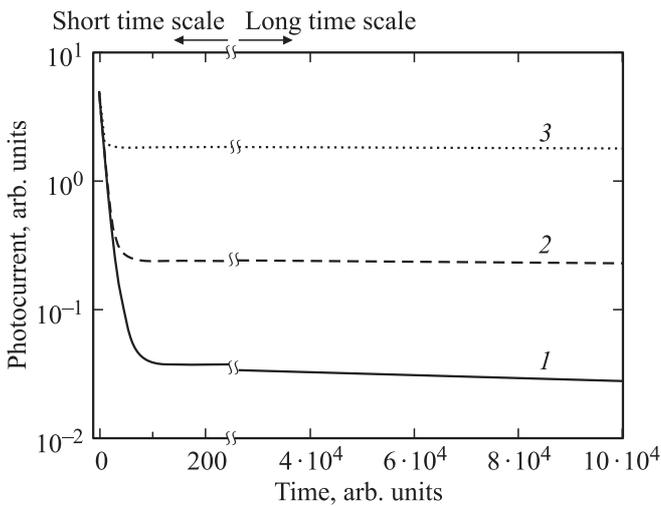


Рис. 6. Расчетные временные зависимости изменения фототока после выключения освещения в момент времени $t = 0$. Масштабы по оси времени разные в левой части рисунка (short time scale) и в правой части рисунка (long time scale). В режиме „медленного“ освещения (кривые 1–3) концентрация ловушек: 1 — $M_1 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $M_2 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$; 2 — $M_1 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $M_2 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$; 3 — $M_1 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $M_2 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Расчетная зависимость для $M_1 = M_2 = 0$ (отсутствие ловушек) слабо отличается от кривой 1. Для режима „быстрого“ освещения вплоть до концентрации ловушек $M_1 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $M_2 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ расчетная зависимость практически совпадает с кривой 1.

$T = 19.84 \text{ К}$, $E_g = 0.035 \text{ эВ}$ и $p = 9.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Полагалось, что коэффициент межзонной излучательной рекомбинации γ_{ir} больше коэффициентов захвата электронов на уровни и $\gamma_{M1} = \gamma_{M2}$. Энергетическое положение уровней захвата взято $E_{M1} = 0.029 \text{ эВ}$ и $E_{M2} = 0.021 \text{ эВ}$ над потолком валентной зоны для первого и второго уровня соответственно.

Как видно из рисунка, при малых временах концентрация свободных электронов близка к концентрации дырок (около $8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), а затем она начинает уменьшаться, становясь сначала меньше концентрации электронов, захваченных на первый уровень, а потом и на второй. Это связано с тем, что одновременно с межзонной рекомбинацией идет захват электронов на уровни с соответствующим увеличением концентрации дырок. Из рисунка также видно, что при достижении стационарного режима концентрация электронов в зоне проводимости много меньше концентрации электронов, захваченных на ловушки.

На рис. 6 показаны результаты расчета изменения фототока после выключения освещения для „медленного“ и „быстрого“ режимов освещения при разной концентрации ловушек. На этом рисунке одинаковый для обоих режимов момент выключения освещения $t = 0$ соответствует разным моментам времени на рис. 5. Для „быстрого“ освещения это момент $t = 10$ отн. ед., а для „медленного“ $t > 10\,000$ отн. ед., при котором

достигается практически стационарное значение всех концентраций носителей заряда. Одинаковые значения тока на рис. 6 в момент $t = 0$ для всех зависимостей связаны с тем, что в расчетах для них брался разный темп оптической генерации g_0 , причем при „быстром“ режиме он существенно больше, чем при „медленном“. Из расчетов следует, что для „медленного“ режима освещения увеличение концентрации ловушек от значения $M_2 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $M_2 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ приводит к сильным изменениям характера релаксационных зависимостей, в то время как для „быстрого“ режима этого не наблюдается. Изменения в „медленном“ режиме заключаются как в увеличении значения фототока, при котором происходит переход от быстрой релаксации на начальном участке к медленной, так и в увеличении постоянной времени τ на экспоненциальном участке ($t \geq 100$ отн. ед. на рис. 6). Для приведенных на рис. 6 кривых отношение $\tau_1 : \tau_2 : \tau_3$ составило 1 : 4.6 : 9 соответственно.

Рассмотрим, как параметры уровней захвата влияют на постоянную времени τ . Запишем сначала уравнение непрерывности для электронов в зоне проводимости при наличии только одного уровня:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma_{ir}(p_0 + \Delta p)(n_0 + \Delta n) - \gamma_m[\Delta n(M - m_0 - \Delta m) - \Delta m(N_{cM} + n_0)], \quad (1)$$

где p_0 , n_0 , m_0 , M — равновесные значения концентраций дырок и электронов в разрешенных зонах, электронов на уровне захвата и концентрация ловушек соответственно, $N_{cM} = N_c \exp[-(E_c - E_M)/kT]$, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, E_c — дно зоны проводимости. Для полупроводника p -типа проводимости, как это имеет место в нашем случае, n_0 невелика, и при $\Delta n > n_0$ уравнение (1) принимает вид

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma_{ir}(p_0 + \Delta p)\Delta n - \gamma_m[\Delta n(M - m_0 - \Delta m) - \Delta m N_{cM}]. \quad (2)$$

В правой части (2) первое слагаемое описывает темп уменьшения концентрации электронов за счет межзонной рекомбинации, первое слагаемое в квадратных скобках — темп захвата электронов на ловушки, второе слагаемое в квадратных скобках — темп увеличения концентрации электронов в зоне проводимости за счет их теплового заброса с уровня M . При выбранных ранее значениях энергии для обоих уровней захвата и с учетом того, что в дырочном полупроводнике уровень Ферми находится ниже середины запрещенной зоны, можно считать $M \gg m_0$ (уровень захвата в термодинамическом равновесии слабо заполнен). Полагая также для упрощения, что заполнение уровня при освещении не слишком велико в любой момент времени, т.е. $M \gg \Delta m$, можно

записать (2) в виде

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_{n1}} - \frac{\Delta n}{\tau_{n2}} + \frac{\Delta m}{\tau_m} = -\Delta n \left(\frac{1}{\tau_{n1}} + \frac{1}{\tau_{n2}} \right) + \frac{\Delta m}{\tau_m}, \quad (3)$$

где $\tau_{n1} = 1/\gamma_{ir}(p_0 + \Delta p)$, $\tau_{n2} = 1/\gamma_m M$ — времена жизни электрона в зоне проводимости по отношению к переходу в валентную зону (межзонная рекомбинация) или на уровень M (захват), а $\tau_m = 1/\gamma_m N_{cM}$ — время жизни электрона на уровне захвата.

Если реализуется соотношение $\tau_{n1} > \tau_{n2}$, то темп межзонной рекомбинации снижается. Это происходит из-за того, что большая часть электронов, которая за счет тепловых забросов переходит с уровня захвата в зону проводимости, вновь захватывается на уровень. Это ведет к увеличению характерного времени релаксации фототока. Очевидно, что если в полупроводнике имеется не один, а i уровней захвата, то соотношение $\tau_{n1} > \tau_{n2}$ усиливается, поскольку в этом случае величина τ_{n2} заменяется на τ_Σ , где

$$\frac{1}{\tau_\Sigma} = \sum_i \frac{1}{\tau_{n2i}}, \quad (4)$$

и темп межзонной рекомбинации снижается, а релаксация фототока замедляется еще сильнее.

Можно предположить, что на рис. 2 ($T = 23.23$ К), где экспериментальная динамика релаксации фототока похожа для обоих режимов освещения, реализуется ситуация, подобная той, которая изображена на рис. 6 (кривая 1). А именно динамика фототока слабо отличается для „быстрого“ и „медленного“ освещения и описывается одной и той же кривой. Экспериментальные зависимости при $T = 19.84$ К (рис. 3) для разных режимов освещения существенно разные. Это имеет сходство с отличием расчетных кривых 1–3 на рис. 6, обусловленным разными концентрациями центров захвата для разных кривых. В области исследованных температур (примерно $T \approx 19 - 25$ К) определение энергетического спектра уровней ловушек из анализа ВАХ, как это сделано в работе [21], невозможно, поскольку из-за высокой проводимости невозможно реализовать режим ТОПЗ. Однако, основываясь на результатах работы [21], можно предположить, что уровень Ферми при изменении температуры от 23.23 до 19.84 К пересекает спектр уровней ловушек в области максимального изменения их плотности состояний. Не исключено также, что на заполнение или даже на параметры ловушек может влиять сегнетоэлектрический фазовый переход. Для исследованного состава, по литературным данным, температура Кюри лежит близко к области $T = 21 - 23$ К, что и может приводить к резкому и качественному изменению характера температурных зависимостей постоянных времени для разных режимов освещения в столь узком температурном интервале (рис. 4).

5. Заключение

Экспериментальное исследование релаксации фотопроводимости в области фундаментального поглощения в пленках $\text{PbSnTe}:\text{In}$ с составом около $x \approx 0.3$ в температурном диапазоне $T \approx 19 - 25$ К в условиях высокой стабилизации температуры позволило выявить следующие особенности.

Начиная примерно с $T \approx 22.5 - 23$ К и ниже при одинаковой начальной величине ФП характер ее релаксации сильно зависит от условий предварительного освещения: одинаковая начальная величина ФП может быть получена как в результате длительного и сравнительно слабого освещения, так и в результате интенсивного и кратковременного („импульсного“). При этом в первом случае постоянная времени τ релаксации ФП на экспоненциальном участке больше, чем во втором, а отношение величины „медленного“ τ к величине „быстрого“ τ составляет более 30 уже при $T \approx 20$ К. Вблизи $T \approx 22$ К, близкой, согласно литературным данным, к температуре Кюри сегнетоэлектрического фазового перехода в PbSnTe данного состава, на температурных зависимостях τ наблюдается особенность в виде выраженного излома или ступеньки величиной до 20% в температурном интервале $\Delta T \approx 0.1 - 0.3$ К. Ниже $T \approx 21$ К температурные зависимости „медленного“ и „быстрого“ τ качественно различны: в первом случае τ продолжает увеличиваться, а во втором, наоборот, уменьшается примерно в 6 раз при понижении температуры всего на один градус (до $T \approx 20$ К).

Комплекс полученных результатов находит объяснение в рамках представлений о наличии в запрещенной зоне $\text{PbSnTe}:\text{In}$ непрерывного или квазинепрерывного спектра ловушек для электронов и сегнетоэлектрического фазового перехода в $\text{PbSnTe}:\text{In}$ вблизи $T \approx 22$ К. В рамках такого подхода „быстрое“ и „медленное“ освещение ведут к разному заполнению уровней захвата, что и ведет к различиям в характере релаксации фототока после выключения освещения.

Список литературы

- [1] Б.А. Акимов, Б.А. Брандт, С.А. Богословский, Л.И. Рябова, С.М. Чудинов. Письма ЖЭТФ, **29** (1), 11 (1979).
- [2] Б.М. Вул, И.Д. Воронова, Г.А. Калюжная, Т.С. Мамедов, Т.Ш. Рагимова. Письма ЖЭТФ, **29** (1), 21 (1979).
- [3] Б.А. Волков, О.А. Панкратов. ДАН СССР, **255** (1), 93 (1980).
- [4] И.А. Драбкин, Б.Я. Мойжес. ФТП, **15** (4), 625 (1981).
- [5] Б.А. Волков, О.М. Ручайский. Письма ЖЭТФ, **62** (3), 205 (1995).
- [6] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. УФН, **172** (7), 875 (2002).
- [7] N. Romcevic, Z.V. Popovic, D. Khokhlov, A.V. Nikorich, W. Konig. Inf. Phys., **31** (3), 225 (1991).
- [8] D.R. Khokhlov, I.I. Ivanchik, S.N. Rains, D.M. Watson, J.L. Pipher. Appl. Phys. Lett., **76** (20), 2835 (2000).

- [9] A. Klimov, V. Shumsky, V. Kubarev. *Ferroelectrics*, **347** (1), 111 (2007).
- [10] А.Н. Акимов, В.Г. Ерко, В.В. Кубарев, Е.Л. Молодцова, А.Э. Климов, В.Н. Шумский. *ФТП*, **40** (2), 169 (2006).
- [11] V. Chernichkin, A. Dobrovolsky, V. Kasiyan, A. Nicoroci, S. Danilov, L. Ryabova, Z. Dashevsky, D. Khokhlov. *Europhys. Lett.*, **100** (1), 17008 (2012).
- [12] Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *УФН*, **184** (10), 1033 (2014).
- [13] Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *Письма ЖЭТФ*, **97** (12), 825 (2013).
- [14] R. Buczko, L. Cywinski. *Phys. Rev. B*, **85** (20), 205 319 (2012).
- [15] S. Safaei, P. Kacman, R. Buczko. *Phys. Rev. B*, **88** (4) 045 305 (2013).
- [16] C. Yan, J. Liu, Y. Zang, J. Wang, Zh. Wang, P. Wang, Zhi-D. Zhang, L. Wang, X. Ma, Sh. Ji, K. He, L. Fu, W. Duan, Qi-K. Xue, X. Chen. *Phys. Rev. Lett.*, **112** (18), 186 801 (2014).
- [17] M. Safdar, Q. Wang, Zh. Wang, X. Zhan, K. Xu, F. Wang, M. Mirza, J. He. *Nano Lett.*, **15** (4), 2485 (2015).
- [18] S.G. Egorova, V.I. Chernichkin, L.I. Ryabova, E.P. Skipetrov, L.V. Yashina, S.N. Danilov, S.D. Ganichev, D.R. Khokhlov. *Scientific Reports*, **5**, 11540–1 (2015).
- [19] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973); M.A. Lampert, P. Mark. *Current Injection in Solids* (Academic Press, N.Y.–London, 1970).
- [20] А.Н. Акимов, В.Г. Ерко, А.Э. Климов, Е.Л. Молодцова, С.П. Супрун, В.Н. Шумский. *ФТП*, **39** (5), 563 (2005).
- [21] A.E. Klimov, V.N. Shumsky. *Physica B: Condens. Matter*, **404** (23–24), 5028 (2009).
- [22] P.R. Emtage. *J. Appl. Phys.*, **47** (6) (1976).
- [23] А.Э. Климов, В.Н. Шумский. *ФТП*, **42** (2), 147 (2008).
- [24] W.W. Anderson. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-13** (7), 532 (1977).

Редактор А.Н. Смирнов

Temperature peculiarities of photoconductivity relaxation in PbSnTe:In films at interband excitation

A.N. Akimov, A.E. Klimov, I.G. Neizvestny,
V.N. Shumsky, V.S. Epov

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The time photoconductivity change dependences in PbSnTe:In films for range $T \approx 19 - 25$ K were investigated at interband excitation. It was found that the conductivity relaxation character after lighting switch off depends on the previous lighting duration and intensity, characteristic relaxation times being more than an order different for different ways of lighting. The obtained results are discussed within the model that implies the presence of a quasi-continuous capture levels spectrum in the PbSnTe:In band gap, also possible influence of the ferroelectric phase transition, whose temperature is in the range under study, on such levels parameters.